DIE MITTLERE LEBENSDAUER GELADENER Σ-HYPERONEN UND UNTERSUCHUNGEN ÜBER WEITERE EIGENSCHAFTEN DIESER TEILCHEN

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von Wolfgang Püschel
aus Würgsdorf

Göttingen 1959

R. UNTZ
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

6211/61

D 7

Referent: Prof.Dr. W. Heisenberg

Korreferent: Prof.Dr. A. Flammersfeld

Tag der mündlichen Prüfung: 20. November 1959

Fotodruck: Mikrokopie G.m.b.H. München 2, Weinstr. 4

8.A

Nuclear Physics **20** (1960) 254—274; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*

Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

DIE MITTLERE LEBENSDAUER GELADENER Σ-HYPERONEN UND UNTERSUCHUNGEN ÜBER WEITERE EIGENSCHAFTEN DIESER TEILCHEN

W. PÜSCHEL

Max Planck Institut für Physik und Astrophysik, München

Eingegangen am 27. Mai 1960

Abstract: The apparent discrepancy in the mean lifetime of the Σ-hyperons in emulsions has been investigated by using decays in flight only and decays both in flight and at rest. All our Σ's came from K^--absorptions from which apart from the Σ only one fast particle was emitted. For the $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ decay mode using 127 decays at rest and in flight we find $\tau = (0.98^{+0.16}_{-0.12}) \times 10^{-10}$ sec. Using the 48 decays in flight only, $\tau = (0.60^{+0.42}_{-0.17}) \times 10^{-10}$ sec. For the mixture of $\Sigma^\pm$-hyperons from decays in flight only by the mode $\Sigma^\pm \to n + \pi^\pm$ the same maximum likelihood estimates lead to $\tau = (0.91^{+0.45}_{-0.19}) \times 10^{-10}$ sec. By combining data from this laboratory (191 decays), Istituto di Fisica Bologna (114) decays, École Polytechnique Paris (74 decays), and Istituto di Fisica Parma (68 decays) it is shown that there is no evidence for a lifetime doublet. Comparison with other data is also made and it is concluded that the best value for the Σ^+-hyperon lifetime is $\tau = (0.95^{+0.07}_{-0.05}) \times 10^{-10}$ sec.

Angular distributions in Σ decay are analysed for information on parity conservation in Σ production. No evidence for a parity non-conservation in Σ production is found. Measurements of the masses of the charged Σ-hyperons and the K^--meson are reported. The terminal behaviour of the Σ^--hyperons was also studied.

1. Bereitstellung des Versuchsmaterials

Für die vorliegenden Untersuchungen stand uns ein aus 105 Kernemulsionen vom Typ Ilford G5 bestehendes Plattenpaket mit den Ausmaßen $13.9 \times 8.9 \times 6.3$ cm³ zur Verfügung. Der „Stack" wurde 1957 im 300 MeV/c K^--Mesonenstrahl des Bevatrons exponiert.

Die durch K^--Mesonen hervorgerufenen Spuren wurden beim Eintritt in die Emulsion 3 mm vom Rand entfernt gesucht und dann verfolgt. Wir fanden 8912 K^--Mesonen.

Für die Arbeit wurden nun K^--Mesonen-Wechselwirkungen ausgesucht, die dem folgenden Kriterium genügten: Es durften nur 2 sichtbare Teilchen in der Reaktion erzeugt werden, von denen das eine Teilchen eine Minimumspur, das andere dagegen eine schwarze oder graue Spur hervorriefen. Mit dieser Auswahl wollten wir nur diejenigen K^--Einfangreaktionen erfassen, bei denen ein geladenes Σ-Hyperon und gleichzeitig ein entgegengesetzt geladenes π-Meson ($K^- + p \to \Sigma^\pm + \pi^\mp$) erzeugt wurden und keine weiteren Sekundärprozesse stattfanden, wie z.B. die Emission von Protonen aus dem komplexen Einfang-

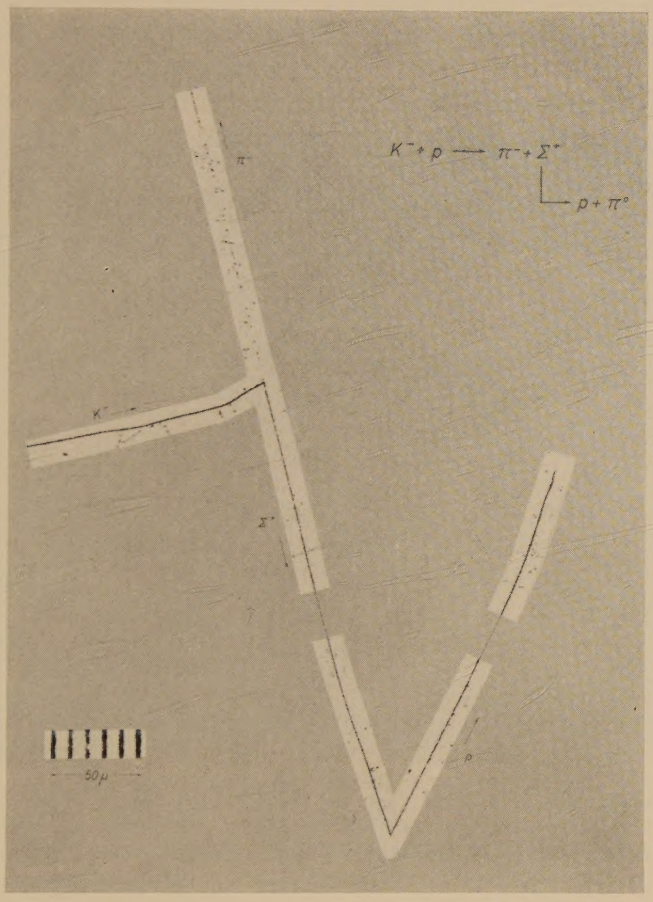

Abb. 1. Ruheeinfang eines negativen K-Mesons durch ein Wasserstoffatom. Erzeugt werden ein positives Σ-Hyperon und ein negatives π-Meson. Das Hyperon zerfällt in Ruhe in ein Proton und ein neutrales π-Meson. Das π^--Meson verlässt den Stack, seine Ladung wurde auf Grund der möglichen Einfangprozesse bestimmt.

Reichweite des Σ^+-Hyperons : $R(\Sigma^+) = 840$ μm.
Reichweite des Protons : $R(\mathrm{p}) = 1700$ μm.
Winkel zwischen π^- und Σ^+ : 180° (kollinear).

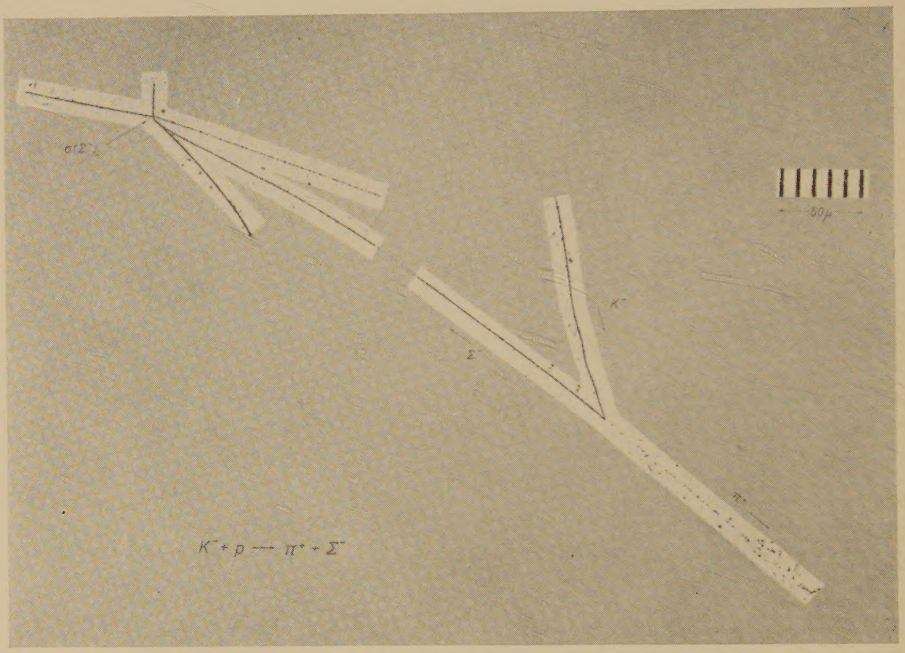

Abb. 2. Ruheeinfang eines K^--Mesons durch ein freies Proton. Das erzeugte Σ^--Hyperon wird ebenfalls in der Emulsion eingefangen und bildet einen $\sigma(\Sigma^-)_4$-Stern, das erzeugte π^+-Meson konnte nicht verfolgt werden (seine Ladung wurde auf Grund der möglichen Einfangprozesse festgelegt).

Reichweite des Σ^--Hyperons	: $R(\Sigma^-) = 740\ \mu$m.
Winkel zwischen Σ^- und π^+	: 180°.
Beim Σ^--Einfang freiwerdende sichtbare Energie unter der Annahme, daß alle sichtbaren Teilchen Protonen sind	: $E(\Sigma^-) = 38$ MeV.

kern. Diese K^--Einfänge nennen wir (Σ, π)-Ereignisse. Damit war die Möglichkeit gegeben, rasch eine große Anzahl von positiven und negativen Hyperonen zu erhalten. Außerdem hofften wir, mit dieser Auswahl unbeeinflußte Ereignisse zu bekommen. Falls nämlich mehrere schwarze Spuren in einer K^--Reaktion erzeugt werden, von denen jede das Hyperon sein könnte, besteht die Gefahr, daß Σ-Zerfälle übersehen werden.

Da Minimumspuren beim Durchmustern leicht übersehen werden können, wurden alle gefundenen K^--Einfangreaktionen mit einer schwarzen oder grauen Spur sorgfältig überprüft. Unter 882 solchen Ereignissen wurden 159 gefunden, bei denen das π-Meson übersehen worden war.

Die schwarzen oder grauen Spuren wurden alle verfolgt, bis die Teilchen zerfielen, eingefangen wurden oder zur Ruhe kamen.

Auf diese Weise wurden identifiziert:

63 Flugzerfälle $\Sigma^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \mathrm{n}$,
84 Ruhezerfälle $\Sigma^{+} \rightarrow \pi^{+} + \mathrm{n}$,
48 Flugzerfälle $\Sigma^{+} \rightarrow \pi^{0} + \mathrm{p}$,
79 Ruhezerfälle $\Sigma^{+} \rightarrow \pi^{0} + \mathrm{p}$.

591 Ereignisse ohne typische Merkmale am Ende der grauen oder schwarzen Spur (die Spurenden wurden sorgfältig auf das Vorhandensein von Minimumspuren geprüft);

4 Teilchen verschwanden im Flug (dies können Ladungsaustauschreaktionen oder Flugreaktionen von Hyperonen oder Protonen sein);

87 sichere Σ^--Einfänge (beim Einfang der Σ^--Hyperonen an komplexen Kernen wurde dabei die Emission von geladenen Teilchen mit einer Reichweite $\geqq 5\,\mu$m verlangt);

160 nicht sicher zu identifizierende Einfänge von negativen Hyperonen mit „Auger Elektronen", „Blobs" oder „Recoils".

In Abb. 1 und 2 werden Mikrophotographien von K^--Mesoneneinfängen durch Wasserstoffatomkerne gebracht.

2. Die mittlere Lebensdauer geladener Hyperonen und die Verzweigungsverhältnisse des Σ^+-Zerfalls

2.1. DIE MITTLERE LEBENSDAUER DER Σ-HYPERONEN BESTIMMT AUS DEN $\Sigma^+ \rightarrow \mathrm{p} + \pi^0$ und $\Sigma^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \mathrm{n}$ ZERFÄLLEN

Bestimmt man die mittlere Lebensdauer der positiven Σ-Hyperonen, indem man Ruhe- und Flugzerfälle dazu benutzt, so ergeben Kernemulsions- und Blasenkammeruntersuchungen gut übereinstimmende Werte, deren Mittelwert zwischen 0.9×10^{-10} sec und 1.0×10^{-10} sec liegt.

Werden dagegen allein die Flugzerfälle zur Bestimmung der Lebensdauer benutzt, so variieren die Werte verschiedener Autoren von 0.95×10^{-10} sec bis zu einem 8 mal kleineren Wert.

Die Ladung der Σ-Hyperonen aus den Flugzerfällen der Art $\Sigma^{\pm} \to \pi^{\pm}+\mathrm{n}$ wurde in den meisten Fällen bei Kernemulsionsuntersuchungen nicht bestimmt. Lebensdauerbestimmungen für die $\Sigma^{\pm}$, also für ein Gemisch positiver und negativer Hyperonen, ergeben zum Teil ebenfalls kleine Werte von etwa 0.3×10^{-10} sec (Ausführliche Literaturangaben in den Tabellen 1 bis 4).

Dies überraschende Ergebnis zweier verschiedener Lebensdauern für die geladenen Σ-Hyperonen ließe sich erklären, falls die Hyperonen aus einem Gemisch kurzlebiger und langlebiger Teilchen bestehen würden; denn die kurzlebigen Teilchen spielen natürlich eine größere Rolle bei den Flugzerfällen.

Hauptziel dieser Arbeit war, mit einer größeren Anzahl von Σ-Hyperonen als bisher die Lebensdauern dieser Teilchen erneut zu bestimmen und damit die Frage zu untersuchen, ob die Hyperonen tatsächlich aus einem Gemisch von Teilchen mit verschiedenen Lebensdauern bestehen.

Zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer der Σ-Hyperonen benutzen wir Bartletts „Maximum Likelihood"-Methode. Die Anwendung dieser Methode für Nebelkammern sowie für Kernemulsionen wird ausführlich in der Literatur behandelt [1–4]).

Die mittlere Lebensdauer für die Σ-Hyperonen wurde dann aus den Formeln

$$\bar{\tau}_{\mathrm{r,f}} = \frac{1}{n_{\mathrm{f}}} \left(\sum_{i=1}^{n_{\mathrm{f}}} t_i + \sum_{j=1}^{n_{\mathrm{r}}} T_j \right), \tag{1}$$

$$\bar{\tau}_{\mathrm{f}} = \frac{1}{n_{\mathrm{f}}} \sum_{i=1}^{n_{\mathrm{f}}} \left(t_i + \frac{T_i}{\exp\{T_i/\bar{\tau}_{\mathrm{f}}\} - 1} \right) \tag{2}$$

berechnet (r Ruhezerfall, f Flugzerfall, n_{f} Zahl der Flugzerfälle, n_{r} Zahl der Ruhezerfälle, t_i Flugzeit des im Flug zerfallenden Teilchens i, T_j Flugzeit des in Ruhe zerfallenden Teilchens j, T_i Flugzeit des im Flug zerfallenden Teilchens i, wenn es nicht zerfallen wäre). Formel (1) ist gültig für die Berechnung der mittleren Lebensdauer unter Benutzung der Ruhe- und Flugzerfälle, Formel (2) unter Benutzung allein der Flugzerfälle.

Wir erhielten:

1) Für 79 Ruhe- und 48 Flugzerfälle $\Sigma^{+} \to \mathrm{p}+\pi^{0}$:
$$\bar{\tau}_{\mathrm{r,f}} = \left(0.98^{+0.16}_{-0.12}\right) \times 10^{-10} \text{ sec},$$
2) für die 48 Flugzerfälle $\Sigma^{+} \to \mathrm{p}+\pi^{0}$: $\bar{\tau}_{\mathrm{f}} = \left(0.60^{+0.42}_{-0.17}\right) \times 10^{-10}$ sec,
3) für 63 Flugzerfälle $\Sigma^{\pm} \to \mathrm{n}+\pi^{\pm}$: $\bar{\tau}_{\mathrm{f}} = \left(0.91^{+0.45}_{-0.19}\right) \times 10^{-10}$ sec.

Die Ruhezerfälle $\Sigma^{+} \to \mathrm{p}+\pi^{0}$ lassen sich infolge der Reichweite des Protons ($R_{\mathrm{p}} \approx 1670$ μm in „G5" Kernemulsionen) leicht als solche erkennen. Nur Einfänge negativer Σ-Hyperonen mit einer Sekundärspur von etwa 1670 μm könnten die Auswahl der $\Sigma^{+} \to \mathrm{p}+\pi^{0}$ Ruhezerfälle beeinflussen, die diesbezügliche Korrektur ist jedoch unbedeutend. In Abb. 3 wird bei allen zur Ruhe kommenden Σ-Hyperonen mit einer „schwarzen" oder „grauen" Sekundärspur

länger als 300 μm die Längenverteilung dieser Sekundärspuren gebracht. Wie man aus der Abb. 3 sieht, werden wir unter den 80 identifizierten Ruhezerfällen nicht mehr als 1 Σ^- zu erwarten haben (1 Hyperon mit einer Sekundarspur von 1518 μm wurde auf Grund eines Blobs und eines Auger Elektrons bereits als Σ^- identifiziert).

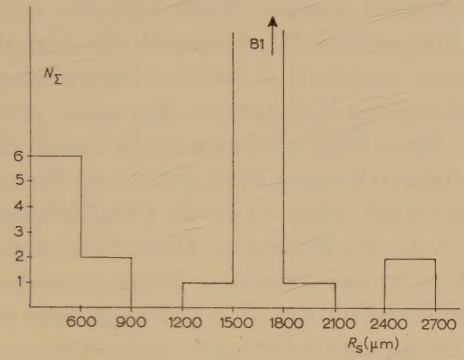

Abb. 3. Längenverteilung der Sekundärspuren aller zu Ruhe kommender Σ-Hyperonen mit einer grauen oder schwarzen Sekundärspur (2 Ereignisse mit $R_s > 2700$ μm).

Bei den $\Sigma^+ \to p+\pi^0$ Flugzerfällen ist der Emissionswinkel und aus Reichweitemessungen die Geschwindigkeit des Protons im Laborsystem bekannt. Aus der Kinematik folgen dann 2 Lösungen für die Energie des Σ^+ Hyperons im Augenblick des Zerfalls. Die richtige der beiden Lösungen wurde anhand von Lückendichtemessungen ausgewählt.

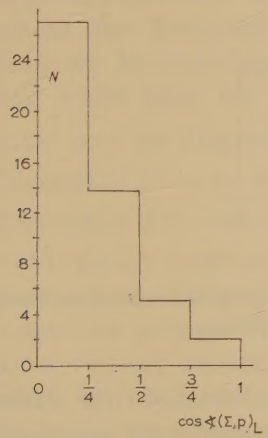

Abb. 4. Winkelverteilung der Protonen aus den $\Sigma^+ \to p+\pi^0$ Flugzerfällen in Bezug auf die Σ-Flugrichtung im Laborsystem.

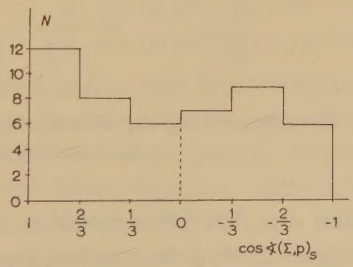

Abb. 5. Winkelverteilung der Protonen aus den $\Sigma^+ \to p+\pi^0$ Flugzerfällen in Bezug auf die Σ-Flugrichtung im Schwerpunktssystem.

In Abb. 4 und 5 sind die Winkelverteilungen der Protonen aus den $\Sigma \to p$ Flugzerfällen in Bezug auf die Σ-Flugrichtungen im Labor- und Schwerpunkts-

system angegeben. Falls beim K^--Mesoneneinfang (starke Wechselwirkung!) die Parität verletzt wird, sollte man für die Zerfallsteilchen der Hyperonen eine Vorwärts- und Rückwärtsasymmetrie beobachten (siehe Sekt. 4). Tatsächlich haben wir für die $\Sigma \to p$ Flugzerfälle keine derartige Asymmetrie gefunden. Wir fanden, daß von 48 Flugzerfällen 26 Protonen in die vordere und 22 in die hintere Hemisphäre emittiert wurden. Diese Tatsache spricht zugleich für die richtige Auswahl der Flugzerfälle. Wird nämlich das Zerfallsproton im Schwerpunktssystem nach vorn emittiert, so ist die Geschwindigkeit des Protons im Laborsystem größer als die des Σ-Hyperons; dies macht sich in einer geringeren Ionisation bemerkbar. Diese Fälle wird man leicht visuell unter dem Mikroskop als Flugzerfälle identifizieren können. Falls jedoch das Proton im Schwerpunktssystem nach hinten emittiert wird, so ist die Geschwindigkeit des Protons im Laborsystem kleiner als die des Hyperons. Diese Fälle sind oft nicht leicht von Streuungen eines Protons zu unterscheiden. Meistens wird man diese Ereignisse mit Hilfe der Zerfallskinematik des $\Sigma \to p$ Flugzerfalls entscheiden können. Unglücklicherweise können nun aber auch einige Protonenstreuungen derart beschaffen sein, daß die Zerfallskinematik auch hierfür vernünftige Werte liefert. In unserer Winkelverteilung wäre eine „Spitze" nach hinten zu erwarten, falls wir einige Protonenstreuungen als $\Sigma \to p$ Flugzerfälle identifiziert hätten. Dagegen sehen wir eine kleine Spitze nach vorn in unserer Verteilung, die noch in den Fehlergrenzen der Statistik liegt. In Abb. 6 ist die Winkelverteilung der

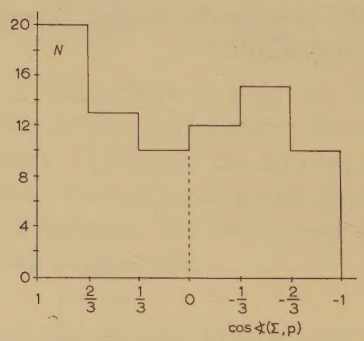

Abb. 6. Winkelverteilung der Protonen aus den $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ Ruhezerfällen in Bezug auf die Anfangsflugrichtung des Σ-Hyperons.

Protonen aus den Ruhezerfällen $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ in Bezug auf die Anfangsflugrichtung des Σ-Hyperons wiedergegeben. Auch hier finden wir keine asymmetrische Verteilung. Auf Grund dieser Untersuchungen glauben wir, daß sich keine systematischen Fehler bei der Auswahl der $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ Zerfälle (weder der Ruhe- noch Flugzerfälle) eingeschlichen haben.

Abb. 7 und 8 geben die Winkelverteilungen der Mesonen aus den $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$ Flugzerfällen in Bezug auf die Hyperonenflugrichtung im Labor- und Schwer-

punktssystem wieder. Infolge der hohen Geschwindigkeit des π-Mesons beim Zerfall des Hyperons im Schwerpunktssystem beobachtet man bereits im Laborsystem fast eine symmetrische Winkelverteilung. Die gut symmetrische Winkelverteilung im Schwerpunktssystem beweist, daß keine systematischen Fehler beim Auffinden der $\Sigma^{\pm} \to \pi^{\pm} + \mathrm{n}$ Flugzerfälle entstanden sind. Zur

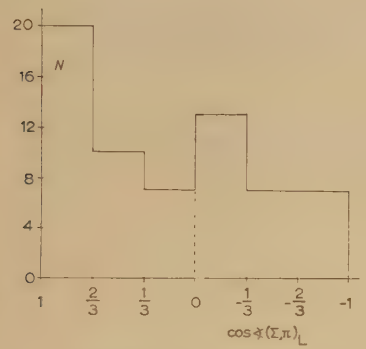

Abb. 7. Winkelverteilung der π-Mesonen aus den $\Sigma^{\pm} \to \mathrm{n} + \pi^{\pm}$ Flugzerfällen in Bezug auf die Σ-Flugrichtung im Laborsystem.

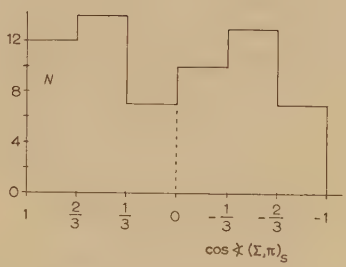

Abb. 8. Winkelverteilung der π-Mesonen aus den $\Sigma^{\pm} \to \mathrm{n} + \pi^{\pm}$ Flugzerfällen in Bezug auf die Σ-Flugrichtung im Schwerpunktssystem.

Verbesserung der Statistik wurden unsere Ereignisse (190 Zerfälle) mit den Ereignissen von 3 anderen Instituten † (Ecole Polytechnique Paris: 74 Zerfälle; Istituto di Fisica Bolgona: 114 Zerfälle; Istituto di Fisica Parma: 68 Zerfälle) zusammengefaßt, die unter ähnlichen Bedingungen (analoge Durchmusterung und Auswahl der Ereignisse, gleichzeitige bzw. analoge Exposition und Entwicklung der Kernemulsionen) wie unsere gewonnen wurden. Die Zusammenfassung ergibt dann für

185 Ruhe- und 99 Flugzerfälle $\Sigma^{+} \to \mathrm{p} + \pi^{0}$: $\bar{\tau}_{r,f} = \left(0.99^{+0.11}_{-0.09}\right) \times 10^{-10}$ sec,

99 Flugzerfälle $\Sigma^{+} \to \mathrm{p} + \pi^{0}$: $\bar{\tau}_{f} = \left(0.75^{+0.42}_{-0.20}\right) \times 10^{-10}$ sec,

162 Flugzerfälle $\Sigma^{\pm} \to \pi^{\pm} + \mathrm{n}$: $\bar{\tau}_{f} = \left(0.66^{+0.14}_{-0.13}\right) \times 10^{-10}$ sec.

Da jedoch für die $\Sigma^{\pm} \to \pi^{\pm} + \mathrm{n}$ Flugzerfälle die Energie und damit Flugzeit der Σ-Hyperonen nur aus Lückendichtemessungen bestimmt wurde (die π-Mesonen können wegen der geringen Minimumkorndichte nur unter großen Mühen und Zeitverlusten verfolgt werden; die meisten von ihnen verlassen außerdem das Plattenpaket, und Reichweitestreuungen der π-Mesonen äußern sich in einem großen Fehler der berechneten Σ-Hyperonen-Energie), wird man Flugzerfälle mit einer Restreichweite kleiner als 300 μm nicht mehr sicher als Flugzerfälle identifizieren können. Um sicher zu sein, Flugzerfälle nicht als Ruhezerfälle und umgekehrt identifiziert zu haben, führten wir eine Abschneideenergie von 8 MeV ein, entsprechend einer Restreichweite von 300 μm und möglichen Ab-

† Private Mitteilungen.

bremszeit von $T'_i = 0.128 \times 10^{-10}$ sec †. Für 137 Flugzerfälle $\Sigma^{\pm} \to \pi^{\pm} + n$ erhielten wir dann

$$\bar{\tau}_{f\ (\text{cut off})} = \left(0.77^{+0.23}_{-0.16}\right) \times 10^{-10}\ \text{sec}.$$

2.2. ZUSAMMENFASSUNG DER BISHER GEFUNDENEN LEBENSDAUERN FÜR DIE GELADENEN Σ-HYPERONEN

Die folgenden Tabellen enthalten alle uns bekannten, bisher veröffentlichten Werte für die mittlere Lebensdauer der geladenen Σ-Hyperonen.

Folgende Abkürzungen wurden verwendet:

Genf 1958:	1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN
Kiew 1959:	1959 Annual International Conference on High Energy Physics at Kiew
ML:	"Maximum Likelihood" Methode von Bartlett
FA:	Flugzeit-Abfall-Methoden
RT:	"Residual-Time" Methode
H.B.C.	Wasserstoff-Blasenkammer
P.B.C.:	Propan-Blasenkammer
M.C.C.:	Magnet-Nebelkammer
C.C.:	Nebelkammer
$(p)_{F,R}$:	$\Sigma^+ \to p + \pi^0$ Flug- und Ruhezerfälle,
$(\pi^{\pm})_F$:	$\Sigma^{\pm} \to n + \pi^{\pm}$ Flugzerfälle, u.s.w.
Co:	"Cut off"; Ereignisse, bei denen eine Abschneideenergie eingeführt wurde.

Emulsionsgruppen

Wisconsin:	W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow, M. S. Swami, D. C. Wold, C. J. Mason, N. A. Nickols, F. M. Smith
European Collaboration:	B. Bhowmik, D. Evans, D. Falla, F. Hassan, A. A. Kamal, K. K. Nagpaul, D. J. Prowse (Bristol) M. Rene (Brüssel) G. Alexander, R. H. W. Johnston, C. O'Ceallaigh (Dublin I.A.S.) D. Keefe (Dublin U.C.) E. H. S. Burhop, D. H. Davis, R. C. Kumar, W. B. Lasich, M. A. Shaukat, F. R. Stannard (London U.C.) M. Bacchella, A. Bonetti, C. Dilworth, G. Occhialini, L. Scarsi (Mailand) M. Merlin, A. Salandin, M. Grilli, L. Guerriero, L. v. Lindern (Padua)
Livermore I :	S. White, G. Gilbert, S. C. Freden
N.R.L.:	R. G. Glaser, N. Seeman, G. A. Snow
Rochester:	T. F. Hoang, M. Kaplon, T. Yamanouchi
Parma:	G. Dascola, S. Mora
Paris:	J. Crussard, J. Hennessy
Bologna:	W. Alles, N. N. Biswas, M. Ceccarelli, R. Gessaroli, G. Quareni
Livermore II:	S. C. Freden, H. N. Kornblum, R. S. White

Blasenkammergruppen

Berkeley:	N. Horwitz, D. Miller, J. Murray, A. Rosenfeld, F. Solmitz, R. Tripp
Michigan:	J. Brown, D. Glaser, C. Graves, M. Perl, J. Cronin, J. Vandervelde
Alvarez u.a. (Berkeley):	L. W. Alvarez, H. Bradner, P. Falk-Vairant, J. D. Gow, A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz, R. D. Tripp
Columbia:	F. Eisler, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger
Bologna:	P. Bassi, V. Borelli, G. Puppi, G. Tanaka, P. Waloschek, V. Zobuli
Pisa:	M. Conversi, P. Franzini, I. Manelli, R. Santangelo, V. Silvestrini

† Falls die Σ-Hyperonen aus einem Gemisch kurzlebiger und langlebiger Teilchen bestehen würden, sollte ein "cut off' das Ergebnis zugunsten der kürzeren Lebensdauer beeinflussen.

TABELLE I

Σ^+-Lebensdauer, bestimmt aus Flug- und Ruhezerfällen

Autorengruppe	Technik	Primärstrahl	Zerfallsart	Anzahl der Σ	Auswahl d. Ereignisse	Methode	Lebensdauer in 10^{-10} sec	Literatur
1) Alles	Emulsion	K^-	$(p)_{F,R}$	29 R 12 F	(Σ, π)	ML	$1.11\ ^{+0.50}_{-0.27}$	Diplomarbeit Max Planck Institut für Physik Göttingen, 1957
2) Alles	Emulsion	K^-	$(\pi^+)_{F,R}$	24 R 12 F	(Σ, π)	ML	$1.34\ ^{+0.54}_{-0.30}$	
3) Wisconsin	Emulsion	K^-	$(p)_{F,R}$	26 R 14 F	alle K^--Reaktionen	ML	$0.96\ ^{+0.37}_{-0.21}$	Phys. Rev. **107** (1957) 257 Genf 1958
4) Berkeley	Emulsion		$(p)_{F,R}$				$0.94\ ^{+0.23}_{-0.15}$	Genf 1958
5) European Collabaration I	Emulsion	K^-	$(p)_{F,R}$				$0.84\ ^{+0.20}_{-0.13}$	Genf 1958
6) Livermore I	Emulsion		$(p)_{F,R}$				$0.61\ ^{+0.18}_{-0.11}$	Genf 1958
7) N.R.L.	Emulsion	K^-	$(p)_{F,R}$		alle K^--Reaktionen	ML	$1.25\ ^{+0.51}_{-0.28}$	Phys. Rev. **107** (1957) 277 Genf 1958
8) Rochester	Emulsion		$(p)_{F,R}$				$0.95\ ^{+0.16}_{-0.16}$	Genf 1958
9) München, Paris, Parma, Bologna	Emulsion	K^-	$(p)_{F,R}$	186 R 99 F	(Σ, π)	ML	$0.99\ ^{+0.11}_{-0.09}$	diese Arbeit
10) München	Emulsion	K^-	$(\pi^+)_{F,R}$	84 R 51 F	(Σ, π)	ML	$0.86\ ^{+0.14}_{-0.14}$	diese Arbeit
11) Livermore II	Emulsion	K^-	$(p)_{F,R}$	68 R 49 F	(Σ, π)	ML	$0.35\ ^{+0.14}_{-0.11}$	UCRL-5724 1959
12) European Collaboration II	Emulsion	K^-	$(p)_{F,R}$	51R+F		ML	$0.82\ ^{+0.31}_{-0.20}$	Kiew 1959

TABELLE 2

Σ^+-Lebensdauer, bestimmt aus den Flugzerfällen allein

Autorengruppe	Technik	Primärstrahl	Zerfallsart	Anzahl der Σ^+	Auswahl d. Ereignisse	Methode	Lebensdauer in 10^{-10} sec	Literatur
1) Berkeley	H.B.C.	K^-	$(p, \pi)_F$				$0.69\ ^{+0.1}_{-0.1}$	Genf 1958
2) Michigan	P.B.C.		$(p, \pi)_F$				$0.95\ ^{+0.37}_{-0.23}$	Genf 1958
3) Alvarez u.a.	H.B.C.	K^-	$(p)_F$	27	alle K^- Reaktionen	FA	$0.86\ ^{+0.17}_{-0.17}$	Nuovo Cim. **5** (1957) 1026
4) Alles	Emulsion	K^-	$(p)_F$	12	(Σ, π)	ML	$2.76\ ^{+\infty}_{-2.14}$	Diplomarbeit M.P.I. für Physik, Göttingen, 1957
5) European Collaboration	Emulsion	K^-	$(p)_F$				$0.86\ ^{+0.57}_{-0.25}$	Genf 1958
6) Rochester	Emulsion		$(p)_F$				$0.81\ ^{+0.75}_{-0.15}$	Genf 1958
7) Wisconsin.	Emulsion	K^-	$(\pi^+)_F$	12	alle K^--Reaktionen	ML	$0.94\ ^{+0.35}_{-0.35}$	Phys. Rev. **107** (1957) 257
8) Wisconsin	Emulsion	K^-	$(p)_F$	14	(Σ, π)	ML	$0.47\ ^{+0.44}_{-0.15}$	Phys. Rev. **107** (1957) 257 Genf 1958
9) Livermore I	Emulsion		$(p)_F$				$0.54\ ^{+0.58}_{-0.11}$	Genf 1958
10) Livermore I	Emulsion		$(p)_{F\,\infty}$				$0.12\ ^{+0.07}_{-0.04}$	Genf 1958
11) Livermore I	Emulsion		$(\pi^+)_F$				$0.16\ ^{+0.08}_{-0.03}$	Genf 1958
12) München, Paris, Bologna, Parma	Emulsion	K^-	$(p)_F$	99	(Σ, π)	ML	$0.75\ ^{+0.42}_{-0.20}$	diese Arbeit
13) Livermore II	Emulsion	K^-	$(p)_F$	49	(Σ, π)	ML	$0.95\ ^{+1.87}_{-0.40}$	UCRL-(5724-1959
14) Livermore II	Emulsion	K^-	$(\pi^+)_F$	37	(Σ, π)	ML	$0.60\ ^{+0.68}$	UCRL 5724 1959

$\Sigma^{\pm}$-Lebensdauer, bestimmt aus Flugzerfällen (und Ruhezerfällen)

Autorengruppe	Technik	Primärstrahl	Zerfallsart	Anzahl der $\Sigma^{\pm}$	Auswahl d. Ereignisse	Methode	Lebensdauer in 10^{-10} sec	Literatur
1) Amaldi u. s.	Emulsion	Höhenstrahlung	$(p, \pi)_{F,R}$		alle gefundenen Σ	ML, RT	$0.5 < \tau < 3$	Nuov. Cim **12** (1954) 668
2) Dahanayake u.a.	Emulsion	Höhenstrahlung	$(\pi^{\pm})_F$	4		ML	$0.5\,^{+3.3}_{-0.33}$	Nuov. Cim. **1** (1955) 888
3) Cooper u.a.	M.C.C.	Höhenstrahlung	$(\pi^{\pm})_F$	13	alle gefundenen Σ	ML	$0.63\,^{+0.30}_{-0.30}$	Nuov. Cim. **4** (1956) 390
4) Davies u.a.	Emulsion	Höhenstrahlung	$(\pi^{\pm})_F$	11		ML	$0.35\,^{+0.15}_{-0.11}$	Nuov. Cim. **4** (1956) 472
5) Webb u.a.	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$	8	alle K^--Reaktionen	ML	$0.81\,^{+1.25}_{-0.34}$	Nuov. Cim. **8** (1958) 899
6) Alles	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$	24	(Σ, π)	ML	$2.62\,^{+\infty}_{-2.14}$	Diplomarbeit M.P.I. für Physik. Göttingen, 1957
7) European Collaboration I	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$				$0.81\,^{+0.22}_{-0.15}$	Genf 1958
8) Berkeley	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$				0.51 ± 0.2	Genf 1958
9) Livermore I	Emulsion		$(\pi^{\pm})_F$				$0.33\,^{+0.11}_{-0.04}$	Genf 1958
10) N.R.L.	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$	6	alle K^--Reaktionen	ML	$0.31\,^{+0.32}_{-0.10}$	Phys. Rev. **107** (1957) 277 Genf 1958)
11) Wisconsin	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$	26	all K^--Reaktionen	ML	$0.32\,^{+0.11}_{-0.07}$	Phys. Rev. **107** (1957) 257 Genf 1958
12) München, Paris, Parma, Bologna	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$	162	(Σ, π)	ML	$0.66\,^{+0.14}_{-0.13}$	diese Arbeit
13) München, Paris, Parma, Bologna	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_{F\,co}$	137	(Σ, π)	ML	$0.77\,^{+0.23}_{-0.16}$	diese Arbeit
14) European Collaboration II	Emulsion	K^-	$(\pi^{\pm})_F$	70		ML	$0.80\,^{+0.29}_{-0.15}$	Kiew 1959

TABELLE 4

Σ^--Lebensdauer

Autorengruppe	Technik	Primärstrahl	Zerfallsart	Anzahl der Σ	Auswahl d. Ereignisse	Methode	Lebensdauer in 10^{-10} sec	Literatur
1) Alles	Emulsion	K^-	$(\pi)_{F,R}$	29 R 16 F	(Σ, π)	ML	$1.93\,^{+0.64}_{-0.39}$	Diplomarbeit M.P.I. für Physik, Göttingen, 1957
2) Wisconsin	Emulsion	K^-	$(\pi)_{F,R}$	115 R 14 F	alle K^--Reaktionen	ML	$2.5\,^{+0.8}_{-0.8}$	Phys. Rev. **107** (1957) 257 Genf 1958
3) Livermore	Emulsion		$(\pi)_F$				$0.34\,^{+0.37}_{-0.07}$	Genf 1958
4) München	Emulsion	K^-	$(\pi)_{F,R}$	15 R 2 F	K^--Einfang an freien Protonen	ML	$1.86\,^{+0.69}_{-0.71}$	diese Arbeit
5) Trilling u.a.	C.C.	Höhenstrahlung					$1.5\,^{+0.38}_{-0.25}$	Nuov. Com. Suppl. **6** (1957) 561
6) Michigan	P.B.C.		$(\pi)_F$				$1.67\,^{+0.40}_{-0.28}$	Genf 1958
7) Berkeley	H.B.C.		$(\pi)_{F,R}$				1.60 ± 0.2	Genf 1958
8) Columbia, Pisa, Bologna	P.B.C.		$(\pi)_F$	107			$1.89\,^{+0.33}_{-0.25}$	Nuov. Cim. **10** (1958) 150 Genf 1958

2.3. DISKUSSION DER ERGEBNISSE FÜR DIE LEBENSDAUERN

Lee und Yang [5]) hatten 1956 die Existenz von Paritätsdubletts für alle Teilchen ungerader Strangeness erörtert. Es war dann zu erwarten, daß die das Dublett bildenden Hyperonen verschiedene Lebensdauern hätten.

In der Tat fanden einige Autoren (s. Tabellen 1—3) Anzeichen für die Existenz zweier verschiedener Lebensdauern für die Σ^+- und $\Sigma^\pm$-Hyperonen. Da aber keine weiteren experimentellen Beweise für die Theorie von Lee und Yang gefunden wurden (z.B. eine asymmetrische Winkelverteilung der Zerfallsprodukte der Hyperonen [6, 7]) und wir und einige Autoren die zwei verschiedenen Lebensdauern nicht beobachteten, liegt es nahe, die Ursache der Diskrepanz für die verschiedenen Lebensdauerwerte in irgendwelchen systematischen Meßfehlern oder in einem falschen Auswertverfahren zu suchen. Da in den meisten Fällen die „Maximum Likelihood Methode" von Bartlett benutzt wurde, die von Kaplon u.a. [8]) mit Hilfe einer Monte Carlo Rechnung nachgeprüft und für das vorliegende Problem als zulässig befunden wurde, ist die Diskrepanz bezüglich der verschiedenen Lebensdauern offenbar in experimentellen Fehlern zu suchen.

Bei den Bestimmungen der Lebensdauern kommen nur Reichweite-, Winkel- und Lückendichtemessungen in Betracht. Reichweite- und Winkelmessungen dürften kaum Anlaß zu fehlerhaften Ergebnissen geben. Lückendichtemessungen dagegen, auf denen die Energiebestimmungen bei den Flugzerfällen $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$ meistens beruhen, können mit großen Fehlern und subjektiven Beeinflußungen behaftet sein.

Falls die Energie im Augenblick des Zerfalls zu groß bestimmt wird und/oder Flugzerfälle als Ruhezerfälle identifiziert werden (dies ist leicht möglich, wenn die Restreichweite der Flugzerfälle nur noch klein ist) so können diese fehlerhaften Beobachtungen zu merklich zu kurzen Lebensdauern führen, falls man versucht, die Lebensdauern aus den Flugzerfällen allein zu bestimmen.

Da wir für die Flugzerfälle $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$ eine „Abschneideenergie" einführten, wird der von uns bestimmte Lebensdauerwert von $\bar{\tau}_{f\,(\text{cut off})} = (0.77^{+0.23}_{-0.16}) \times 10^{-10}$ sec (s. oben) nicht durch eine falsche Identifizierung von Flugzerfällen als Ruhezerfälle oder umgekehrt beeinflußt worden sein. Wir glauben auch nicht, daß wir die Energien beim Zerfall der Hyperonen zu klein bestimmt haben, da wir unsere Lückendichtemessungen mit Hilfe der Flugzerfälle $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ überprüft haben und in den meisten Fällen gute Übereinstimmung der aus der Kinematik berechneten Energien mit den aus Lückendichtemessungen bestimmten Energien fanden.

Den von Fry *et al.* [7]) angegebenen „kurzen" Lebensdauerwert der Hyperonen aus $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$ Flugzerfällen haben wir ebenfalls auf diese angegebenen möglichen Fehlerquellen untersucht. Da diese Autoren im Gegensatz zu uns alle in der Emulsion vorkommenden K^--Mesoneneinfänge benutzten, haben wir ihre Ergebnisse mit denen der K^- Kollaboration [9]) verglichen; Fry *et al.* fanden

0.85 ± 0.25 für das Verhältnis der Anzahl der Ruhezerfälle $\Sigma^+ \to \pi^+ + n$ zur Anzahl der Flugzerfälle $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$, die K^- Kollaboration für das gleiche Verhältnis 0.66 ± 0.13. Infolge dieser guten Übereinstimmung glauben wir, daß die von Fry *et al.* angegebene kurze Lebensdauer nicht auf eine falsche Identifizierung der Flugzerfälle als Ruhezerfälle beruht, da die von der K^- Kollaboration angegebene Lebensdauer sich nicht wesentlich von unserem Wert unterscheidet (s. Tabelle 3). Betrachten wir dagegen die Energiespektren der Hyperonen aus den Flugzerfällen $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$ beider Arbeiten, so sehen wir, daß Fry *et al.* im Bereich 0—55 MeV 13 Hyperonen, im Bereich 55—100 MeV 13 Hyperonen, die K^- Kollaboration für entsprechende Intervalle 43 und 13 Hyperonen fanden; dies bedeutet, daß Fry *et al.* bedeutend mehr energiereiche Hyperonen gefunden haben. Falls etwa demnach diese Autoren tatsächlich die Energien für die Hyperonen zu groß bestimmt hätten, wäre damit eine Erklärung für ihren kurzen Lebensdauerwert gegeben.

Die von uns gefundene Übereinstimmung der mittleren Lebensdauer für die $\Sigma^\pm$-Hyperonen von $\bar{\tau}_{r,f}$ und $\bar{\tau}_f$ besagt, daß keine Anzeichen für die Existenz einer 2. Sorte von Hyperonen mit kurzer Lebensdauer vorhanden sind. Zur genauen Bestimmung der mittleren Lebensdauer des Σ^+-Hyperons, wird man Flug- und Ruhezerfälle benutzen, da bei den Energien der meisten Experimente T_j und T_i in der Größenordnung der mittleren Lebensdauer liegen, sodaß bei ihrer Berechnung aus den Flugzerfällen allein mit einem größeren statistischen Fehler gerechnet werden muß. Um aus den angegebenen Werten der verschiedenen Autoren (s. Tabellen) den besten Mittelwert für die mittlere Lebensdauer der Σ^+-Hyperonen zu erhalten, haben wir die Werte von der Tabelle 1 zusammengefaßt.

Berücksichtigen wir dort nicht 2) und 10), da die Anzahl der Hyperonen in diesen Fällen ($\Sigma^+ \to \pi^+ + n$) auf Abschätzungen beruht und ebenfalls nicht 5) und 6), da beide Gruppen inzwischen neuere Werte (s. 11) und 12)) veröffentlichten, so erhalten wir

$$\bar{\tau}_{f,r} = \left(0.95^{+0.07}_{-0.05}\right) \times 10^{-10} \text{ sec}$$

als wohl bisher genauesten Wert für die mittlere Lebensdauer des Σ^+-Hyperons.

2.4. Die Verzweigungsverhältnisse des Σ-Zerfalls und die Lebensdauer des Σ^+-Hyperons bestimmt aus dem Zerfall $\Sigma^+ \to \pi^+ + n$

Mehrere Autoren [10, 11]) haben auf das theoretische Interesse hingewiesen, das der Wert des Verzweigungsverhältnisses R (= Anzahl der $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ Zerfälle/ Anzahl der $\Sigma^+ \to \pi^+ + n$ Zerfälle) besitzt. Falls man die Auswahlregel $T = \pm \frac{1}{2}$ für den Σ-Zerfall annimmt, so folgt eine Beziehung zwischen R und dem Verhältnis der Lebensdauern des Σ^+- und Σ^--Hyperons. Über die experimentellen Ergebnisse bezüglich dieses Punktes berichten ausführlich Alvarez u.a. [6, 7]).

Wir beobachteten 79 Ruhezerfälle $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ und 84 Ruhezerfälle $\Sigma^+ \to \pi^+ + n$

wobei wir glauben, daß wir alle $\Sigma^+ \to \pi^+ + n$ Zerfälle beobachtet haben, so daß keine Korrektion für einen Durchmusterungsverlust notwendig ist. Wir erhalten somit

$$R = \frac{\Sigma^+ \to p + \pi^0}{\Sigma^+ \to \pi^+ + n} = 79/84 = 0.94 \pm 0.15,$$

in guter Übereinstimmung mit anderen Autoren [6, 7, 12]).

Mit Hilfe dieses Verzweigungsverhältnisses können wir nun die Anzahl der positiven und negativen Hyperonen der $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$ Flugzerfälle abschätzen. Da wir 48 $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ Flugzerfälle gefunden haben, können wir annehmen, daß unter den 63 $\Sigma^\pm$ Flugzerfällen 51 ± 11 positive Hyperonen sind.

Man kann nun die Lebensdauer der positiven Hyperonen aus der Zerfallsart $\Sigma^+ \to \pi^+ + n$ abschätzen, indem man die Gesamtflugzeit der 63 Σ^+ auf 51 Σ^+ reduziert.

Wie wir aus Blasenkammeruntersuchungen wissen, (s. Tabelle 4) ist die mittlere Lebensdauer des Σ^- Hyperons etwa doppelt so groß wie die für das Σ^+ Hyperon. Für $\tau_{\Sigma^-} = 2\tau_{\Sigma^+}$ erhalten wir aus den 84 Ruhezerfällen und 51 Flugzerfällen

$$\bar{\tau}_{r,f} = (0.86 \pm 0.14) \times 10^{-10} \text{ sec};$$

für $\tau_{\Sigma^-} = \tau_{\Sigma^+}$ würde folgen $\bar{\tau}_{r,f} = (0.93 \pm 0.14) \times 10^{-10}$ sec. Diese hier bestimmte Lebensdauer stimmt gut überein mit der aus den $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ Zerfällen bestimmte.

Für die Häufigkeit des Zerfalls $\Sigma^+ \to p + \gamma$ [13]) können wir eine obere Grenze angeben. Für einen derartigen Zerfall in Ruhe besitzt das Proton eine Reichweite von etwa 3 mm in der Emulsion. Unter den 79 Ruhezerfällen $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ und unter den als Σ^--Einfänge identifizierten Ereignissen, konnten wir kein Ereignis finden, das mit dem Zerfall $\Sigma^+ \to p + \gamma$ vereinbar ist. Für das Verhältnis der Anzahl der $\Sigma^+ \to p + \gamma$ zur Anzahl der $\Sigma^+ \to p + \pi^0$ Zerfälle folgt

$$\frac{\Sigma^+ \to p + \gamma}{\Sigma^+ \to p + \pi^0} < 1.3\ \%.$$

Die theoretischen Angaben für das Verzweigungsverhältnis variieren von 10^{-2} zu 10^{-4}, sodaß die hier angegebenen Daten nicht inkonsistent mit der Theorie sind [14, 15]).

3. K^--Mesoneneinfänge durch freie Protonen

3.1. DIE ERZEUGUNGSRATE FÜR DIE Σ^- UND Σ^+-HYPERONEN UND EINE METHODE ZUR BESTIMMUNG DER MITTLEREN LEBENSDAUER VON Σ^--HYPERONEN IN KERNEMULSIONEN

Wir fanden 24 K^--Mesoneneinfänge in Ruhe durch freie Protonen. Diese Ereignisse sind leicht zu identifizieren, da die Spuren der erzeugten Σ-Hypero-

nen und π-Mesonen kollinear sind und die Reichweite des Σ^+ Hyperons etwa 820 μm und die des Σ^- Hyperons etwa 724 μm in der Kernemulsion beträgt. Wir identifizierten als „Wasserstoffereignisse"

4 Ruhezerfälle $\Sigma^+ \to p+\pi^0$,
2 Ruhezerfälle $\Sigma^+ \to n+\pi^+$,
0 Flugzerfälle $\Sigma^+ \to p+\pi^0$,
3 Flugzerfälle $\Sigma^\pm \to n+\pi^\pm$,
15 Einfänge negativer Hyperonen.

Für das Verhältnis der beim Einfang der K^--Mesonen durch freie Protonen erzeugten Hyperonen erhalten wir somit unter den extremen Annahmen, daß alle 3 Hyperonen der Flugzerfälle $\Sigma^\pm \to \pi^+ + n$ negativ oder positiv geladen sind,

$$\frac{\text{Anzahl der } \Sigma^-}{\text{Anzahl der } \Sigma^+} = \begin{cases} \frac{18}{6} = 3.0 \pm 1.4, \\ \frac{15}{9} = 1.7 \pm 0.7. \end{cases}$$

Dieses Ergebnis bestätigt Werte anderer Autoren, die in Blasenkammern gewonnen wurden [6]).

Diese „Wasserstoffereignisse" könnte man benutzen, um die Lebensdauer für die Σ-Hyperonen zu bestimmen. Die Bestimmung der mittleren Lebensdauer in Kernemulsionen aus Flug- und Ruhezerfällen der in komplexen Kernen erzeugten Σ^--Hyperonen, wird dadurch erschwert, daß man nicht die Zahl der zur Ruhe kommenden Σ^--Hyperonen kennt, die ohne Einfangsmerkmale, wie Emission von Sekundärspuren, eingefangen werden. Diese Zahl kann nur abgeschätzt werden. Bei den „Wasserstoffereignissen" können die Σ^--Hyperonen neben den Einfangsmerkmalen noch infolge ihrer Reichweite identifiziert werden, sodaß man genau die Zahl der zur Ruhe kommenden Σ^--Hyperonen kennt. Leider konnten wir wegen der geringen Korndichte und der kleinen Ausmaße des Emulsionspaketes nicht die Ladung der 3 Flugzerfälle $\Sigma^\pm \to \pi^\pm + n$ bestimmen, so daß eine Lebensdauerbestimmung in unserem Fall für das Σ^--Hyperon nicht möglich ist.

3.2. MASSENBESTIMMUNGEN DER $\Sigma^\pm$-HYPERONEN UND K^--MESONEN

Die Reichweiteverteilung der μ-Mesonen aus 50 $\pi^+ \to \mu + \nu$ Zerfällen ergibt $\bar{R}(\mu^+) = (601.9 \pm 3.6)\mu$m. Auf Grund der guten Übereinstimmung unseres Wertes mit dem von Barkas u.a. gefundenen benutzen wir die neuen Reichweitetabellen von Barkas [16]).

In Abb. 9 ist die Reichweiteverteilung von 80 Protonen aus Ruhezerfällen der Art $\Sigma^+ \to p+\pi^0$ wiedergegeben. Der Mittelwert der Reichweiten der Protonen ergibt $\bar{R}_p = 1666.8 \pm 5.7$ μm. Die Reichweite-Energie-Beziehung von Barkas ergibt eine entsprechende Energie von $T_p = 18.78 \pm 0.05$ MeV. Mit Hilfe des Impuls- und Energiesatzes und der Werte $m_p = 938.215 \pm 0.010$ MeV und $m_{\pi^0} = 135.04 \pm 0.16$ MeV erhalten wir

$$m_{\Sigma^+} = 1189.00 \pm 0.22 \text{ MeV} = 2326 \pm 0.47 m_e.$$

Wir identifizierten 6 K^--Mesoneneinfänge an freien Protonen mit Erzeugung von positiven Hyperonen ($K^-+H \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$). Da die Masse des positiven Hyperons (s. oben) bekannt ist, läßt sich mit diesen „Wasserstoffereignissen" und der

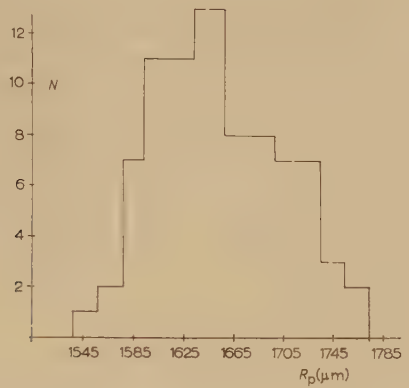

Abb. 9. Reichweiteverteilung der Protonen aus 80 $\Sigma^+ \rightarrow p+\pi^0$ Ruhezerfällen.

Reichweite der 6 Hyperonen leicht die Masse des K^--Mesons bestimmen. Aus der mittleren Reichweite von 821.2 ± 9.3 μm für das Σ^+-Hyperon erhielten wir $m_{K^-} = 493.0\pm0.6$ MeV $= 969.9\pm1.2 m_e$.

15 K^--Mesoneneinfänge an freien Protonen mit Erzeugung von negativen Hyperonen ($K^-+H \rightarrow \Sigma^-+\pi^+$) wurden gefunden. Die Massendifferenz zwischen Σ und Σ^+ läßt sich aus der Reichweitedifferenz beider Teilchen nach Barkas *et al.* [17]) berechnen. Wir erhielten mit $R_{\Sigma^-} = 724.0\pm5.8$ μm,

$$m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+} = 5.67\pm0.61 \text{ MeV},$$
$$m_{\Sigma^-} = 1194.7\pm0.7 \text{ MeV} = 2338.1\pm1.0\, m_e.$$

Die hier gefundenen Massenwerte stimmen gut mit früher angegebenen überein [17, 29]).

4. Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie im Zerfall der Σ-Hyperonen

Experimentelle Untersuchungen über eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie im Hyperonenzerfall können Aufschluß geben über die Gültigkeit der Paritätserhaltung in starken Wechselwirkungen bei der „Strange Particle" Erzeugung. Experimente über Kern-Energie-Zustände zeigten, daß die Parität in hohem Grade in starken Wechselwirkungen zwischen Atomkernen erhalten bleibt [18, 19]). Soloview [20]), und Pais [21]) wiesen jedoch darauf hin, daß diese Experimente wenig darüber besagen, ob die Parität in starken Wechselwirkungen erhalten bleibt, falls „Strange Particles" daran beteiligt sind.

Falls die Parität in starken Wechselwirkungen der „Strange Particles" erhalten bleibt, so steht ein möglicher Polarisationsvektor der Hyperonen nur

senkrecht auf der Erzeugungsebene, während eine Nichterhaltung der Parität dagegen eine Polarisationskomponente in der Erzeugungsebene hervorruft, die zu einer Zerfallsasymmetrie in dieser Ebene führt.

Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrieen wurden bei Λ^0-Hyperonen angegeben, die durch Höhenstrahlen in komplexen Kernen erzeugt wurden [22, 23, 24]). Durch π-Mesonen in Blei und Kohlenstoff erzeugte Λ^0-Hyperonen zeigten ebenfalls eine solche Asymmetrie [25]), während jedoch in einem neueren Experiment bei durch 1.33 GeV/c π-Mesonen in Kohlenstoff erzeugten Λ^0-Hyperonen diese Asymmetrie nicht beobachtet wurde [26]). Auch die Wasserstoff-Blasenkammer-Gruppe in Berkeley [27, 28]), erbrachte mit ihren Untersuchungen an Λ^0-Hyperonen Ergebnisse, die konsistent sind mit der Erhaltung der Parität in der „assoziierten" Erzeugung

$$\pi^- + \mathrm{p} \rightarrow \bar{\mathrm{K}}^0 + \Lambda^0.$$

Wir untersuchten die Winkelverteilungen der sichtbaren Zerfallsprodukte der Σ-Hyperonen in Bezug auf die $\mathbf{p}_\Sigma$-Richtung. Falls das Σ-Hyperon den Spin $\frac{1}{2}$ hat, muß die Winkelverteilung des Zerfalls im Ruhesystem des Σ-Hyperons die Form $1+\alpha\bar{P}\cos\vartheta$ haben, wobei ϑ der Winkel zwischen dem Zerfallsteilchen und der Flugrichtung des Σ-Hyperons im Schwerpunktssystem des Hyperons sein soll.

Eine Gleichung für den Wert $\alpha\bar{P}$ für N Zerfälle wird gegeben durch

$$\alpha\bar{P} = \frac{3}{N}\sum_{n=1}^{N}(\cos\vartheta)_n \pm (3/N)^{\frac{1}{2}}.$$

Wir erhielten für

79 Ruhezerfälle	$\Sigma^+ \rightarrow \mathrm{p}+\pi^0$:	$\alpha\bar{P} = -0.26\pm0.19$	(Abb. 6),
84 Ruhezerfälle	$\Sigma^+ \rightarrow \mathrm{n}+\pi^+$:	$\alpha\bar{P} = +0.10\pm0.19$	(Abb. 10),
48 Flugzerfälle	$\Sigma^+ \rightarrow \mathrm{p}+\pi^0$:	$\alpha\bar{P} = -0.27\pm0.25$	(Abb. 5),
63 Flugzerfälle	$\Sigma^\pm \rightarrow \mathrm{n}+\pi^+$:	$\alpha\bar{P} = +0.20\pm0.22$	(Abb. 8).

Eine „Vorwärts-Rückwärts"-Asymmetrie für die Zerfallsprodukte der Σ-Hyperonen in Bezug auf die Flugrichtung der Hyperonen konnten wir also nicht beobachten. Die $\alpha\bar{P}$ wurden berechnet, indem für alle 4 Zerfallsarten die Winkelverteilungen der Zerfalls-π-Mesonen benutzt wurden.

5. Einfänge negativer Σ-Hyperonen

Beim Einfang von Σ^--Hyperonen sind folgende Reaktionen möglich:

$$\Sigma^- + \mathrm{p} \rightarrow \Lambda^0 + \mathrm{n} + 80\ \mathrm{MeV}, \quad \Sigma^- + \mathrm{p} \rightarrow \Sigma^0 + \mathrm{n} + 4\ \mathrm{MeV}.$$

Abb. 11 zeigt die Spurenverteilung der Σ-Einfang-Sterne, deren Σ^--Hyperonen in K^--Einfängen in Ruhe und im Flug an freien Protonen erzeugt wurden.

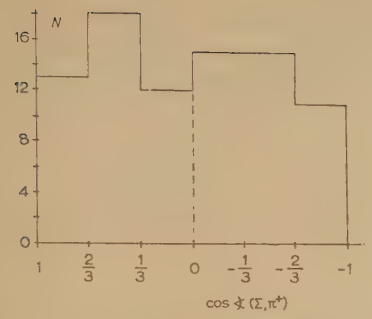

Abb. 10. Winkelverteilung der π-Mesonen aus den $\Sigma^+ \rightarrow n+\pi^+$ Ruhezerfällen in Bezug auf die Anfangsflugrichtung des Σ-Hyperons.

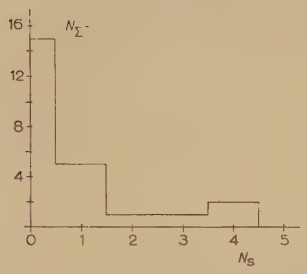

Abb. 11. Spurenverteilung der Σ^--Einfänge, deren Hyperonen in K^--Einfängen durch freie Protonen erzeugt wurden (N_S ist die Anzahl der Sekundärspuren, N_{Σ^-} die Anzahl der Σ^--Einfänge).

Die folgende Tabelle zeigt die Merkmale der Einfänge ohne jede sichtbare Sekundärspur.

Anzahl der Ereignisse	Merkmale
2	2 Elektronen und Blob
5	Blob
3	ohne Elektronen und Blobs
2	1 Elektron
3	1 Elektron und Blob

Die freiwerdende sichtbare Energie für die Σ^--Einfang-Sterne, deren Σ^--Hyperonen in K^--Einfängen an freien Protonen erzeugt wurden, zeigt Abb. 12 unter der Annahme, daß alle sichtbaren emittierten Teilchen Protonen sind.

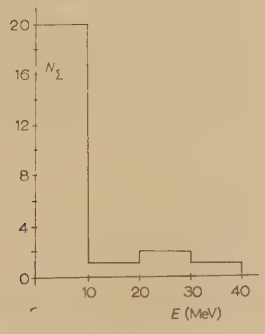

Abb. 12. Die „sichtbare" Energieverteilung für die in Abb. 8 angeführten Ereignisse, und zwar unter der Annahme, daß alle sichtbaren Sekundärteilchen Protonen sind.

Abb. 13 gibt die Spurenverteilung aller übrigen Σ^--Einfang-Sterne, also der Σ^--Einfang-Reaktionen an komplexen Kernen. Übertragen wir die Anzahl der Einfänge ohne jede sichtbare Sekundärspur, die länger als 5 μm ist, von den „Wasserstoff-Ereignissen" auf diese Verteilung, indem wir die Anzahl der

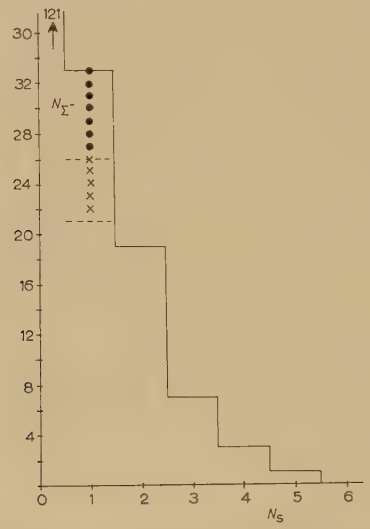

Abb. 13. Spurenverteilung der Σ-Einfänge an komplexen Kernen (die Kreuze stellen Σ^--Einfänge vor, deren eine Sekundärspur kleiner als 50 μm, jedoch größer als 5 μm ist; die Punkte beziehen sich auf Σ^--Einfänge mit einer Sekundärspur oder mögliche Protonstreuungen).

identifizierten Sterne mit 1 oder mehr Sekundärspuren zur Normierung benutzen, so erhalten wir 121 ± 53 Sterne ohne Sekundärspuren. Die sichtbare Energieverteilung für die Σ^--Einfänge an komplexen Kernen gibt die Abb. 14a, b wieder.

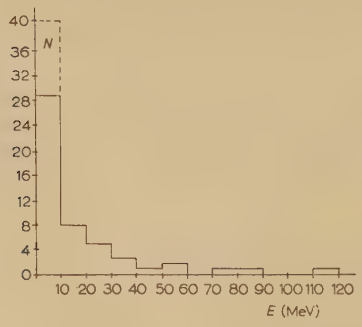

Abb. 14a. Sichtbare Energieverteilung der Σ-Einfänge an komplexen Kernen, wieder unter der Annahme, daß alle sichtbaren Sekundärteilchen Protonen sind.

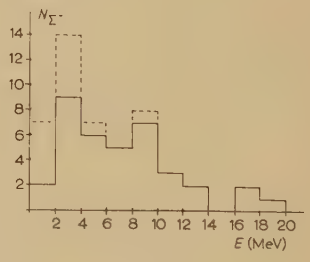

Abb. 14b. Das Energieintervall 0—20 MeV der Abb. 14a wird in Intervalle von 2 MeV unterteilt wiedergegeben (die gestrichelten Linien der Abb. 14a, b geben die in Abb. 13 mit Punkte oder Kreuze gekennzeichneten Einfänge wieder).

In der folgenden Tabelle sind die Spurenverteilungen der von einigen anderen Autoren und von uns gefundenen Σ^--Einfänge (die Σ^--Einfänge an freien Protonen und an komplexen Kernen wurden in unserer Arbeit zusammengefaßt) wiedergegeben.

Zahl der sichtbaren Sekundärspuren des Σ^--Einfanges	Anzahl der Σ^--Einfänge				
	Alles [30])	Chadwick *et al.* [31])	European Collaboration [9])	Fry *et al.* [7])	diese Arbeit
0	57		192	65	136
1	9	17	53	31	38
2	4	8	30	13	20
3	4	5	8	5	8
4	2	0	3	1	5
5	0	0	0	0	1

Alles und die „European Collaboration" schätzten die Anzahl ihrer Σ^--Einfänge ohne sichtbaren Sekundärspuren aus der Winkelverteilung der Σ-Hyperonen und π-Mesonen, Fry u.a. schätzten die Anzahl dieser Sterne aus der Einfangwahrscheinlichkeit in leichten und schweren Kernen und der Produktionswahrscheinlichkeit für Auger Elektronen, während wir zur Abschätzung die „Wasserstoffereignisse" benutzten. Wie wir sehen, stimmen die Spurenverteilungen für die Σ^--Einfänge von der Europäischen Kollaboration und von uns gut überein. Berücksichtigen wir in unserer Arbeit auch noch die Zerfälle negativer Hyperonen, so erhalten wir für die insgesamt in den (Σ, π)-Ereignissen emittierten negativen Hyperonen eine Anzahl von 220 ± 56. Für das Verhälnis der Anzahl der positiven Σ-Hyperonen zur Anzahl der negativen Σ-Hyperonen, die im K^--Einfang an gebundenen Protonen erzeugt wurden und den Kern verließen ohne Emission sichtbarer sekundärer Teilchen ((Σ, π) Ereignisse) erhalten wir somit 1.3 ± 0.3.

Ich danke Herrn Prof. Dr. W. Heisenberg und Herrn Dr. K. Gottstein für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in München anzufertigen und für die Anregung zu dieser Arbeit. Den Beobachterinnen der Emulsionsgruppe, besonders Frl. Frentzel-Beyme und Frl. Arndt, sei für das Verfolgen der K^--Mesonen und Herrn Dr. H. Heckman und Herrn Dr. M. Cresti für die Exposition der Kernemulsionen gedankt. Den Emulsionsgruppen von Bologna (W. Alles, N. N. Biswas, M. Ceccarelli, R. Gessaroli und G. Quareni), Parma (G. Dascola und S. Mora) und Paris (J. Crussard und J. Hennessy) möchte ich noch für die Mitteilung ihrer unveröffentlichten Ergebnisse der Σ-Lebensdauern danken.

Literatur

1) M. S. Bartlett, Phil. Mag. **44** (1953) 249
2) E. Amaldi, C. Castagnoli, G. Cortini und C. Franzinetti, Nuovo Cim. **12** (1954) 668
3) C. Castagnoli, G. Cortini und C. Franzinetti, Nuovo Cim. Suppl. **12** (1954) 279
4) C. Franzinetti und G. Morpurgo, Nuovo Cim. Suppl. **6** (1957) 577
5) C. N. Yang, und T. D. Lee, Phys. Rev. **102** (1956) 290
6) L. Alvarez, H. Bradner, P. Falk-Vairant, J. D. Gow, A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz und R. D. Tripp, Nuovo Cim. **5** (1957) 1026
7) W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow, M. S. Swami und D. C. Wold, Phys. Rev. **107** (1957) 257
8) M. F. Kaplon, T. Yamanouchi und A. C. Melissinos. Bull. Am. Phys. Soc. **4** (1959) 289
9) European K^- Stack Collaboration, Nuovo Cim. **14** (1957) 315
10) R. Gatto, Nuovo Cim. **3** (1956) 318
11) D'Espagnat und J. Prentki, Nuovo Cim. **3** (1956) 1045
12) S. C. Freden, H. N. Kornblum und R. S. White, UCRL-5724-T
13) G. Quareni, A. Quareni-Vigundelli, G. Dascola und S. Mora, Nuovo Cim. **14** (1959) 1179
14) R. F. Behrends, Phys. Rev. **111** (1958) 1691
15) P. Prakash und A. H. Zimermann, Nuovo Cim. **11** (1959) 869
16) W. H. Barkas, P. H. Barret, P. Cüer, H. Heckman und F. M. Smith, Nuovo Cim. **8** (1958) 185; W. H. Barkas, Nuovo Cim. **8** (1958) 201
17) W. H. Barkas, J. N. Dyer, P. C. Giles, H. H. Heckman, C. J. Mason, N. A. Nickols und F. M. Smith, Phys. Rev. **112** (1959) 622
18) N. Tanner, Phys. Rev. **107** (1957) 1203
19) D. H. Wilkinson, Phys. Rev. **109** (1958) 1603
20) V. G. Soloview, Nuovo Cim. **13** (1959) 442
21) A. Pais, Phys. Rev. Lett. **1** (1958) 418
22) W. A. Cooper, H. Filthuth, L. Montanet, J. A. Newth, G. Petrucci, R. A. Salmeron und A. Zichichi, Nuovo Cim. **8** (1958) 471
23) G. Alexander, C. Ballario, R. Bizzarri, B. Brunelli, E. DiCapua, A. Michelini, G. C. Monetti und A. Z. Zichichi, Nuovo Cim. **9** (1958) 624
24) P. A. Glaser, Report on the Conference on High Energy Physics at Kiew, 1959
25) H. Blumenfeld, W. Chinowsky und L. M. Ledermann, Nuovo Cim. **8** (1958) 296
26) P. Franzini, S. Fußnote bei R. A. Salmeron und A. Zichichi, Nuovo Cim. **11** (1959) 461
27) F. S. Crawford, M. Cresti, M. L. Good, F. T. Sol mitz und M. L. Stevenson, Phys. Rev. Lett. **1** (1958) 209
28) F. S. Crawford, M. Cresti, M. L. Good, F. T. Sol mitz und M. L. Stevenson, Phys. Rev. Lett. **2** (1959) 11
29) M. Gell-Mann und A. H. Rosenfeld, Ann. Rev. Phys. **7** (1957) 407
30) W. Alles, Diplomarbeit 1957, M. P. I. für Physik, Göttingen; Zeitschr. f. Naturf. **13a** (1958) 740
31) G. B. Chadwick, S. A. Durrani, P. B. Jones, J. W. G. Wignali und D. H. Wilkinson, Phil. Mag. **3** (1958) 1193

L e b e n s l a u f

Ich wurde am 10.10.1930 in Würgsdorf (Nd./Schlesien) als Sohn des Kreissekretärs Gustav Püschel und seiner Ehefrau Emma, geb. Menzel, geboren. Ich besuchte von meinem 6. Lebensjahr an 4 Jahre die Volksschule, daran anschließend 2 Jahre die Mittelschule und von 1942-1944 die Oberrealschule in Striegau. Nach Vertreibung meiner Eltern durch die Polen im Herbst 1946 nach Westdeutschland besuchte ich bis zum Einjährigen das Progymnasium in Bad Driburg und erhielt 3 Jahre später, 1952, in Paderborn am Städt. Neusprachlichen Gymnasium mit math.-naturw. Zweig das Reifezeugnis einer neunklassigen höheren Lehranstalt.

Ab Sommersemester 1952 studierte ich an der Georg-August-Universität zu Göttingen Physik. Das Vordiplom in Physik bestand ich am 25.2.1955 mit "Gut" und das Hauptdiplom in Physik am 19.2. 1958 ebenfalls mit "Gut", nachdem ich im Max-Planck-Institut für Physik in Göttingen meine Diplomarbeit unter Leitung des Herrn Prof.Dr. K. Wirtz auf dem Gebiet der Höhenstrahlung beendet hatte. Diese Arbeit wurde veröffentlicht in der Zeitschrift für Naturforschung Bd. 13a, 801, 1958: Untersuchungen über die schweren Kerne in der primären kosmischen Strahlung.

Die Zusammenarbeit mit anderen Physikern über die Erforschung der Elementarteilchen ergab 2 weitere Veröffentlichungen: u.z. "On K^-Hydrogen Interactions", Nuovo Cim. 11, 771, 1959 und "An Investigation of Angular Correlations in the Decay of Charged Hyperons", Nuovo Cim. 10, 175, 1958.

Im Juni 1959 beendete ich am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik meine Untersuchungen über die mittleren Lebensdauern der geladenen Σ^- Hyperonen und über einige weitere Eigenschaften dieser Teilchen. Diese Untersuchungen und die Ergebnisse faßte ich in meiner Dissertationsarbeit zusammen. Anreger der Arbeit war Herr Professor Dr. W. Heisenberg.